

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ

Ревинская О.Г., Борисенко С.И., Кравченко Н.С.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Объяснение дисперсионных свойств различных материалов является одним из важных фундаментальных разделов курса общей физики, преподаваемого в вузах. Это объяснение базируется на классической теории Максвелла взаимодействия света с веществом. Дисперсия, как зависимость показателя преломления от длины волны (частоты) падающего света, связана с различной диэлектрической проницаемостью вещества для света различной длины волны.

Традиционно в лекционном курсе излагается общая теория, объясняющая как нормальную, так и аномальную дисперсию вынужденными колебаниями заряженных гармонических осцилляторов под действием колебаний электрического поля электромагнитной волны. Однако методическая общность такого теоретического описания нарушается в лабораторном практикуме, который предлагает студентам только работу по изучению нормальной дисперсии треугольной призмы с помощью гониометра.

Создание лабораторной работы по изучению аномальной дисперсии позволило бы не только добиться методической цельности рассмотрения дисперсии в курсе общей физики, но и подчеркнуть особенности методики исследований связанных с изучением аномальной дисперсии.

В отличие от нормальной дисперсии, где основным механизмом изменения диэлектрической проницаемости вещества принято считать вынужденные колебания оптического электрона атома [1], одной из причин аномальной дисперсии в полупроводниках можно считать колебания ионов кристаллической решетки [2].

В рамках классической теории колебания ионов кристаллической решетки за счет упругих сил взаимодействия между ними можно представить как колебания независимых гармонических осцилляторов – квазичастиц, имеющих некоторый эффективный заряд q и эффективную массу m . Гармонический осциллятор в этом случае является упрощенной моделью совокупных колебаний ионов, образующих элементарную ячейку кристаллической решетки полупроводника как целого. Колебания этих осцилляторов распространяются по кристаллической решетке в виде волн с определенными (разрешенными) частотами. В кристаллах распространяются два вида волн – акустические и оптические. Каждая из них может быть продольной и поперечной. Взаимодействие света, который представляет собой поперечную волну, происходит с поперечными оптическими колебаниями (волнами) кристаллической решетки. В полупроводниках с алмазоподобным строением кристалла движение ионов элементарной ячейки кристаллической решетки можно описать гармоническим осциллятором, имеющим одну разрешенную частоту ω_T поперечных оптических колебаний – однофононный резонанс.

В этом приближении смещение \vec{r} заряженной квазичастицы из положения равновесия в процессе колебаний осциллятора создает дипольный момент $\vec{p} = q\vec{r}$ (поляризованность) элементарной ячейки кристаллической решетки. Поляризованность \vec{P} полупроводника в целом равна сумме дипольных моментов \vec{p} элементарных ячеек кристаллической решетки: $\vec{P} = N\vec{p}$, где N – концентрация элементарных ячеек кристаллической решетки (гармонических осцилляторов) в единице объема. В классическом приближении можно считать, что смещение \vec{r} квазичастицы относительно ее положения равновесия возникает вследствие вынужденных колебаний гармонического осциллятора (квазичастицы) под действием внешней гармонической силы (электрического поля \vec{E} электромагнитной волны) с частотой ω и описывается [1–2] выражением:

$$\vec{r} = \frac{q\vec{E}}{m} \frac{(\omega_T^2 - \omega^2 - ib\omega)}{(\omega_T^2 - \omega^2)^2 + b^2\omega^2}.$$

Тогда зависимость диэлектрической проницаемости ε от частоты света ω можно представить в виде:

$$\varepsilon = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \cdot \frac{p}{E} \Rightarrow \varepsilon = \varepsilon_\infty + \omega_T^2 (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \frac{(\omega_T^2 - \omega^2 - ib\omega)}{(\omega_T^2 - \omega^2)^2 + b^2\omega^2},$$

где b – коэффициент затухания собственных колебаний; диэлектрическая проницаемость ε_∞ при $\omega \rightarrow \infty$ и ε_s при $\omega \rightarrow 0$ связаны соотношением: $\frac{N}{\varepsilon_0} \cdot \frac{q^2}{m} = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega_T^2$.

Из полученного выражения видно, что диэлектрическая проницаемость имеет комплексный вид: $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$. С другой стороны диэлектрическая проницаемость связана с показателем преломления n и показателем поглощения k вещества: $\varepsilon = (n - ik)^2 = (n^2 - k^2) - i2nk$. Из сравнения этих выражений легко получить связь n и k с вещественной ε_1 и мнимой ε_2 составляющими диэлектрической проницаемости: $\varepsilon_1 = n^2 - k^2$, $\varepsilon_2 = 2nk$.

Эта связь с одной стороны раскрывает характер зависимости от частоты падающего света $n = n(\omega)$, $k = k(\omega)$, а с другой создает основу для экспериментальных исследований дисперсионных свойств полупроводников, так как показатель преломления и показатель поглощения могут быть измерены экспериментально.

Методика изучения дисперсионных свойств полупроводника

По экспериментально полученным зависимостям $n = n(\omega)$, $k = k(\omega)$ согласно полученным уравнениям можно получить зависимости $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(\omega)$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(\omega)$.

Для определения параметров ω_T и b , входящих в ε_1 и ε_2 , исследуем на экстремум $\varepsilon_1(\omega)$. Приравняв производную $d\varepsilon_1/d\omega$ к нулю, получим, что функция $\varepsilon_1(\omega)$ имеет максимум и минимум, соответственно, при частотах

$$\omega_{\max} = \sqrt{\omega_T^2 - b\omega_T} \quad \text{и} \quad \omega_{\min} = \sqrt{\omega_T^2 + b\omega_T}.$$

Очевидно, для получения параметров ε_∞ , ε_s , ω_T и b , определяющих зависимость диэлектрической проницаемости от длины волны (частоты падающего света), необходимо измерить показатель преломления света n_s при $\omega \ll \omega_T$, n_∞ при $\omega \gg \omega_T$ и определить, при каких частотах ω_{\max} и ω_{\min} наблюдаются максимальное и минимальное значения вещественной составляющей ε_1 диэлектрической проницаемости. Тогда

$$\varepsilon_\infty = n_\infty^2 \text{ и } \varepsilon_s = n_s^2, \quad \omega_T^2 = \frac{\omega_{\max}^2 + \omega_{\min}^2}{2}, \quad b = \frac{\omega_{\min}^2 - \omega_{\max}^2}{2\omega_T}.$$

Так как зависимость между парами величин n , k и ε_1 , ε_2 нелинейная, то максимумы и минимумы зависимостей $n(\omega)$ и $k(\omega)$ будут смещены относительно максимумов и минимумов зависимостей $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$, и не будут совпадать ни с ω_T , ни с ω_{\max} и ω_{\min} . Поэтому нельзя получить ω_T и b непосредственно из $n(\omega)$, $k(\omega)$, и приходится выполнять восстановление зависимостей $\varepsilon_1(\omega)$, $\varepsilon_2(\omega)$ как промежуточный этап исследования.

Используя параметры $(\varepsilon_\infty, \varepsilon_s, \omega_T)$ дисперсионной кривой, можно рассчитать эффективный заряд q введенной для описания совокупных колебаний ионов элементарной ячейки кристаллической решетки квазичастицы.

$$\text{Поскольку } \frac{N}{\varepsilon_0} \cdot \frac{q^2}{m} = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega_T^2, \text{ тогда } q = \omega_T \sqrt{\varepsilon_0 m \Omega (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)},$$

где для алмазоподобных полупроводников, элементарная ячейка кристаллической решетки которых имеет период a и состоит из атомов двух видов массами m_A и m_B , $\Omega = 1/N = a^3/4$ – объем элементарной ячейки, $m = m_A m_B / (m_A + m_B)$ – эффективная (приведенная) масса.

Экспериментальное измерение показателя преломления и показателя поглощения

Для экспериментального определения показателя преломления и показателя поглощения можно использовать прямоугольную призму, сечением которой является полукруг, изготовленную из изучаемого полупроводникового материала (рис. 1). Тогда показатель преломления n можно определить из закона преломления света, а показатель поглощения – из закона Бугера-Ламберта-Бера $I = I_0 e^{-x_\lambda R}$, где коэффициент поглощения x_λ связан с показателем поглощения k следующим соотношением: $x_\lambda = 4\pi k/\lambda$. Так как показатель преломления существенно меняется при удалении от частоты поглощения, то относительная интенсивность I_0/I света, прошедшего через призму (рис. 1), может меняться на несколько порядков. Поэтому для практических измерений более удобной является не относительная интенсивность I_0/I , а оптическая плотность D_λ – безразмерная физическая величина, характеризующая степень непрозрачности слоя вещества толщиной R для световых лучей, численно равная десятичному логарифму относительной интенсивности света, прошедшего через поглощающую среду толщиной R . Тогда измерив оптическую плотность D_λ призмы (рис. 1) при прохождении через нее света фиксированной длины волны λ , можно определить показатель поглощения k

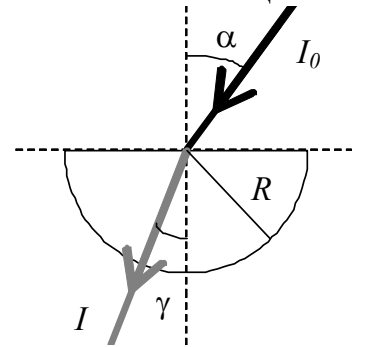


Рис. 1

$$k = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{D_\lambda \cdot \ln(10)}{R}.$$

Компьютерная модель экспериментальной установки и результаты исследования

На основании изложенной физической модели и методики исследования авторами разработана компьютерная лабораторная работа «Аномальная дисперсия света в полупроводниках».

Для определения параметров дисперсионной зависимости диэлектрической проницаемости необходимо выполнить серию измерений n и k , как в области аномальной дисперсии, так и вдали от нее. Рассчитав по полученным для каждой длины волны дан-

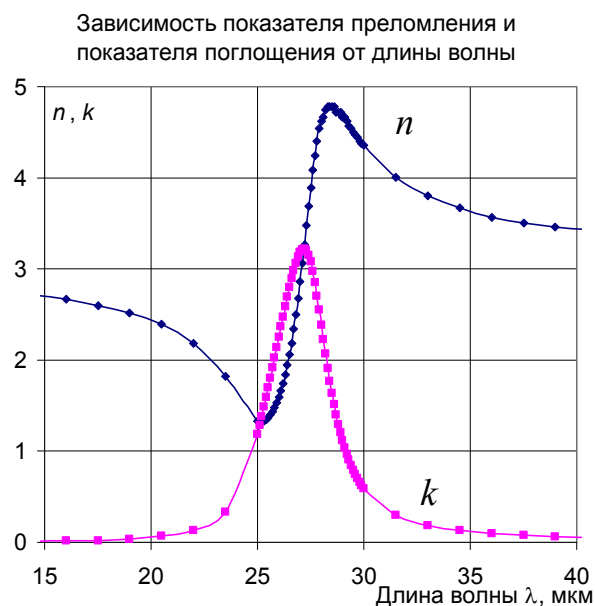
ным значения вещественной и мнимой составляющих диэлектрической проницаемости, можно определить при каких длинах волн (частотах ω_{\max} , ω_{\min}) эти функции имеют максимум и минимум. На основании этих исследований можно рассчитать частоту ω_T собственных колебаний квазичастицы и коэффициент затухания b этих колебаний в полупроводнике. Рассчитанные на основании предложенной методики измерения значения эффективного заряда элементарной ячейки кристаллической решетки алмазоподобных полупроводников отличаются от значений, приведенных в научных публикациях [2], не более чем на 3–5%.

Компьютерная лабораторная работа «Аномальная дисперсия света в полупроводниках» позволяет выполнять исследования для ряда полупроводниковых материалов, обладающих различными дисперсионными свойствами. На рисунке 2 приведены полученные при выполнении данной работы зависимости показателя преломления и показателя поглощения (рис. 2а), а также вещественной и мнимой составляющих диэлектрической проницаемости (рис. 2б) от длины волны падающего света для арсенида алюминия.

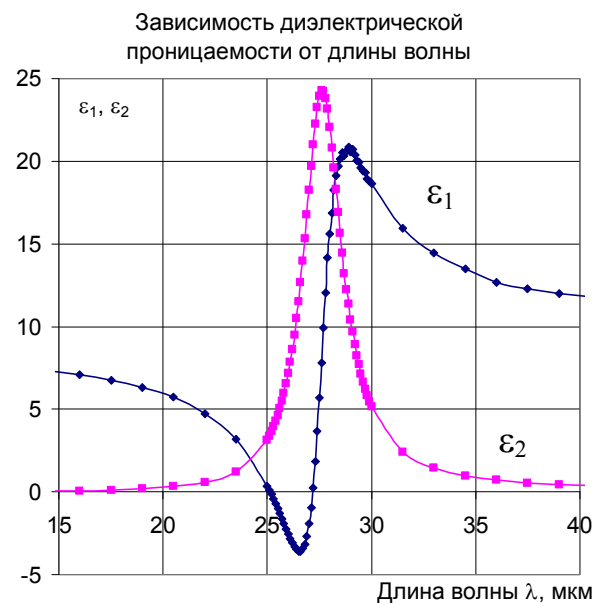
В методическом плане данную работу можно использовать как компьютерную модель – методическую основу для разработки аналогичной натурной лабораторной работы. Использование компьютерной лабораторной работы в учебном процессе не только подготавливает физическую модель изучаемого явления, соответствующую курсу общей физики, но и предоставляет апробированную методику ее лабораторного исследования, доступную студентам в учебной лаборатории. Использование этого педагогического опыта существенно упрощает процесс постановки новых натуральных работ лабораторного практикума. Это позволяет говорить о переходе модернизации лабораторного практикума на качественно новый научно-методический и технический уровень.

Литература

1. Бутиков Е.И. Оптика. – СПб.: Невский Диалект; БХВ-Петербург, 2003. – 480 с.
2. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. – М.: Наука, 1997. – 368 с.



а



б

Рис. 2